Σ、Λ超子的輕子蜕变和SU_3对称性

王 永 丰

（物理系）

摘 要

本文在Cabibbo理論基础上，計及到重正化效应对轉动角度的修正，以及Σ，Λ超子的膺矢耦合常数和核子的差异，进一步討論了Σ，Λ超子的輕子蜕变。

Cabibbo[1,2]利用么正对称性(SU_3)討論了輕子蜕变和非輕子蜕变。Cabibbo認为，輕子蜕变中，强相互作用粒子的弱流按SU_3群的八維表示变換，弱流的矢量部分和电磁流屬于同一八維表示，同时以較弱的普适性代替較强的普适性，認为$\Delta s=0$过程和$\Delta s=1$过程的耦合常数不相等，但强相互作用粒子弱流的么正空間，相对于强相互作用粒子所填入的么正空間，所有的轉动角度是普适的。Cabibbo成功的解决了在超子輕子蜕变过程中，V－A理論和实驗的較大差异。我們認为，由于么正对称的近似性质，不能期望Cabibbo預言和实驗准确符合。本文在Cabibbo理論基础上，假設，(i)对于Σ、Λ超子的輕子蜕变，$\Delta s=1$流的矢量部分的耦合常数不受强作用重正化效应影响，(ii)膺矢耦合常数$G_A^{\Sigma\Lambda}$由中間态为π介子的G－T关系給定，来考虑重正化效应对Σ、Λ超子輕子蜕变的影响。

一

根据Cabibbo假設，强相互作用粒子輕子蜕变的哈密頓量为

$$H=\frac{G}{\sqrt{2}}\left[J_{s\beta}^{+}J_{L\beta}+J_{s\beta}J_{L\beta}^{+}\right] \tag{1}$$

式中，$G=\frac{1.01}{m_n^2}\times10^{-5}$，$m_n$—质子质量，$J_{s\beta}$为强相互作用粒子的

1665年3月9日收到

弱流

$$J_{s\beta}^{+}=(j_{\beta}^{(1)}+ij_{\beta}^{(2)})\cos\alpha+(j_{\beta}^{(4)}+ij_{\beta}^{(5)})\sin\alpha\ , \tag{2}$$

$J_{L\beta}$为輕子流

$$J_{L\beta}=(e\gamma_{\beta}(1+\gamma_5)\nu_e)+(\mu\gamma_{\beta}(1+\gamma_5)\nu_{\mu})\ 。\tag{3}$$

Cabibbo 根据$\Delta s=1$的弱流起作用的$K^{+}\to\pi^{\circ}+e^{+}+v$过程，和$\Delta s=0$的弱流起作用的$\pi^{+}\to\pi^{\circ}+e^{+}+v$过程，得出

$$\alpha_{cabibbo}=0.26 \tag{4}$$

对于$n\to p+e^{-}+\bar{\nu}$、$\Sigma^{-}\to n+e^{-}+\bar{\nu}$、$\Lambda\to p+e^{-}+\bar{\nu}$、$\Sigma^{-}\to\Lambda+e^{-}+\bar{\nu}$四种过程，由 Wigner-Eckart 定理，我們得出

$$\langle P|J_{s\beta}^{+}|n\rangle=(O_{\beta}+E_{\beta})\cos\alpha \tag{5}$$

$$\langle\Lambda|J_{s\beta}^{+}|\Sigma^{-}\rangle=\sqrt{\frac{2}{3}}\,E_{\beta}\cos\alpha \tag{6}$$

$$\langle P|J_{s\beta}^{+}|\Lambda\rangle=-\left(\sqrt{\frac{3}{2}}\,O_{\beta}+\frac{1}{\sqrt{6}}E_{\beta}\right)\sin\alpha \tag{7}$$

$$\langle n|J_{s\beta}^{+}|\Sigma^{-}\rangle=(-O_{\beta}+E_{\beta})\sin\alpha \tag{8}$$

式中

$$\left.\begin{aligned}O_{\beta}&=F^{\circ}\gamma_{\beta}+H^{\circ}\gamma_{\beta}\gamma_5\\E_{\beta}&=F^{E}\gamma_{\beta}+H^{E}\gamma_{\beta}\gamma_5\end{aligned}\right\} \tag{9}$$

二

Sakurai[3]指出，由于K介子和π介子有有限的質量差，对于膺标介子質量差是大的，故$K^{+}\to\pi^{\circ}+e^{+}+v$的有效耦合常数为$\frac{1}{\sqrt{2}}G\sin\alpha\, z_1^{-1}(k\pi)z_2^{1/2}(k)z_2^{1/2}(\pi)$，

其中$Z_1^{-1}(k\pi)Z_2^{1/2}(k)Z_2^{1/2}(\pi)\fallingdotseq 1$　　(10)

他从$M\to K+\pi$过程，以及$\rho\to\pi+\pi$过程的蛻变寬度定出

$$Z_1^{-1}(k\pi)Z_2^{1/2}(k)Z_2^{1/2}(\pi)=\frac{1}{0.81} \tag{11}$$

得出　$\sin\alpha=0.81\ \sin\alpha_{cabibbo}=0.206$　　(12)

取这新角度值以后，$G\cos\alpha=0.979G$，和观测到的β蜕变常数很好符合。

现在就取这新的角度来計算$\Sigma^-\to n+e^-+\bar{\nu}$、$\Lambda\to p+e^-+\bar{\nu}$、$\Sigma^-\to\Lambda+e^-+\bar{\nu}$三种过程的蜕变几率。$\Delta s=0$流的矢量部分是守恒的，故无需考虑重正化效应的影响。对于$\Delta s=1$流的矢量部分，由我們的假設可知，也无需考虑重正化效应的影响。对于膺矢流，Gell-Mann[4]給出中間态为π介子的$G-T$关系，

$$G_A^{\Sigma\Lambda}=\frac{2m_N}{m_\Lambda+m_\Sigma}\frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}G_A^{np} \tag{13}$$

由（6）式得
$$\frac{G_A^{\Sigma\Lambda}}{G}=\sqrt{\frac{2}{3}}H^E\cos\alpha \tag{14}$$

由（5）式得
$$\frac{G_A{}^{np}}{G}=(H^E+H^\circ)\cos\alpha \tag{15}$$

由实驗知
$$\frac{G_A{}^{np}}{G_V{}^{np}}=(H^E+H^\circ)=1.25 \tag{16}$$

这样，由方程（13）—（16）得出

$$(H^E+H^\circ)=1.25 \tag{17}$$

$$H^E=1.245\frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}} \tag{18}$$

现在是去找比值$\dfrac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}$。$Pati$[5]給出这比值的四組解

$$\left.\begin{aligned}
&(\text{i}) && \frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=\pm1.33\\
&(\text{ii}) && \frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=\mp1.20\\
&(\text{iii}) && \frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=\pm0.71\\
&(\text{iv}) && \frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=\mp0.947
\end{aligned}\right\} \tag{19}$$

Sugawara[6]利用极点近似和SU_3对称性，給出

$$\frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=+0.84 \tag{20}$$

我們用下方法去找$\dfrac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}$的合理值。这合理值是应当使輕子蜕变过程中，膺矢部分的貢献小于总的值。$\Sigma^-\to n+e^-+\bar{\nu}$过程分支比的实驗值为：W.Willis[8]等人

得出的$(1.9\pm0.9)\times10^{-3}$，D.J.Mller等人[7]得出的$(1.15\pm0.4)\times10^{-3}$，C.T.Murphy[7]得出的$(1.0^{+0.4}_{-0.3})\times10^{-3}$，H.Covrant[7]等人得出的$(1.3\pm0.4)\times10^{-3}$。

根据实驗值1.9×10^{-3}及1.15×10^{-3}，我們分别得到$\dfrac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}$的合理值闕是

$$0.09<\frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}<0.91 \tag{21}$$

$$0.19<\frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}<0.82 \tag{22}$$

因此在，考虑到重正化效应后，Pati所給出的四組值只有一个值，即$\dfrac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=+0.71$是可能被允許的。$\dfrac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=+0.84$也是为(21)所允許的。$\dfrac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=-0.84$处于(22)的边界。

由Cabibbo假設知，强相互作用粒子弱流的矢量部分，在SU_3变换下和电磁流一样变换（按我們假設$\Delta S=1$的矢量流不受重正化效应的影响）。由电磁流守恒得出

$$F^{O}=1\quad,\quad F^{E}=0 \tag{23}$$

下面我們利用$\dfrac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=+0.71$及$\dfrac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=+0.84$，分别計算了$\Sigma^-\to n+e^-+\bar{\nu}$、$\Lambda\to P+e^-+\bar{\nu}$、$\Sigma^-\to\Lambda+e^-+\bar{\nu}$三种过程的分支比，結果如下：

蛻变过程	$g_{\Sigma\Lambda\pi}/g_{NN\pi}$	計算值	实驗值
$\Sigma^-\to\Lambda+e^-+\bar{\nu}$	+0.71	0.74×10^{-4}	$(0.9^{+0.5}_{-0.4})\times10^{-4}$ (8)
	+0.84	1.03×10^{-4}	$(0.81\pm0.3)\times10^{-4}$ (11)
$\Lambda\to P+e^-+\bar{\nu}$	+0.71	0.55×10^{-3}	$(0.86\pm0.3)\times10^{-3}$ (9)
	+0.84	0.46×10^{-3}	$(0.82\pm0.13)\times10^{-3}$ (10)
$\Sigma^-\to n+e^-+\bar{\nu}$	+0.71	1.1×10^{-3}	$(1.0^{+0.4}_{-0.3})\times10^{-3}$ (7) $(1.15\pm0.4)\times10^{-3}$ (7)
	+0.84	1.9×10^{-3}	$(1.3\pm0.4)\times10^{-3}$ (7) $(1.9\pm0.9)\times10^{-3}$ (8)

三

所得結果表明，考虑到重正化效应后，Pati 得出的 $\frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=+0.71$ 值，和 Sugawara 得出的 $\frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=+0.84$ 值，都給出与实驗符合較好的結果。相比較之，$\frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}=+0.84$ 所得結果較差一些。$\frac{g_{\Sigma\Lambda\pi}}{g_{NN\pi}}$ 由0.71～0.84，各分支比的改变不是很大的。取 $Sin\alpha=0.81\ Sin\alpha_{cabibbo}$ 以后，由于 $Cos\alpha \doteq Cos\alpha_{cabibbo}$，因此 $\Delta S=0$ 过程的分支比改变較小，反之 $\Delta S=1$ 过程的分支比比用 $\alpha_{cabibbo}$ 計算出的結果約小0.6倍。因此，由于 α 角度較小，計算 α 角度的精确程度，对 $\Delta S=1$ 过程有較大影响。

我們假設对于 $\Delta S=1$ 过程矢量流部分不受重正化效应影响，即

$$\left.\begin{aligned} Z_1^{-1}(P\Lambda)Z_2^{1/2}(P)\ Z_2^{1/2}(\Lambda)=1 \\ Z_1^{-1}(\Sigma n)\ Z_2^{1/2}(\Sigma)\ Z_2^{1/2}(n)=1 \end{aligned}\right\} \quad (24)$$

如果 $SU(3)$ 对称是严格正确的，則 $m_p=m_n=m_\Sigma=m_\Lambda$，那么由 Ward 等式 $Z_1^{-1}(NN)\ Z_2(N)=1$，則(24)式是正确的。但是，p、Λ、n、Σ、的质量差相对于它們本身的质量是不很大，远不象介子的情况，因此認为(24)式近似正确是合理的。

因此，由上面結果可以看出，在Cabibbo理論基础上，依我的假設去考虑重正化效应对 Σ、Λ 超子輕子蜕变的影响，所有結果表明，理論結果和实驗符合較好。

作者对李华鈡老师、罗蓓玲老师的指导帮助表示感謝。感謝郭碩鴻老师提出宝貴的意见。

校后記：我們的关于 $\Delta S=1$ 矢流部分的耦合常数不受重正化效应影响的假設，可以由 Cabibbo 假設，即强相互作用粒子弱流的矢量部分和电磁流处于同一八維表示，以及对称破坏作用在 SU_3 变换下和 λ_8 一样得出。Ademollo, M., 以及Gatto, R., (Phys. Rev. Letters 13(1964), 264.)給出这一結論的証明。这結論在对称破坏的一級是正确的，并称之为 Ademollo 和 Gatto 定理。Kawarabayashi, K., 以及 Wada, W., W., (Phys. Rev. 137(1965), B1002.)利用張量分析作了进一步的論証。Bouchiat, c., 及 Meyer, Ph. (Nuov. Cim., 34(1964), 1122.)从场論的角度得出相同結論。

1964年11月10日

参考文献

〔1〕 Cabibbo, N., Phys. Rev. letters, 10(1963), 531.

〔2〕 Cabibbo, N., Phys. Rev. letters, 12(1964), 62.

〔3〕 Sakurai, J.J., Phys. Rev. letters, 12(1964), 79.

〔4〕 Gell-Mann, M., Phys. Rev. 125(1962), 1067.

〔5〕 Pati, J.C., Phys. Rev. 130(1963), 2097.

〔6〕 Sugawara, H., Nuov. Cim., 31(1964), 635.

〔7〕 Miller, D.J., et al, Phys. lett., 11 (1964), 262. 得出分支比 $R=\dfrac{\Sigma^-\to n+e^-+\bar{\nu}}{\Sigma^-\to n+\pi^-}=(1.15\pm0.4)\times10^{-3}$, Murphy, C.T., Phys. Rev., 134(1964), B188,得到分支比$\Gamma(\Sigma^-\to n+e^-+\bar{\nu})/\Gamma(\Sigma^-\to n+\pi^-)=(1.0^{+0.4}_{-0.3})\times10^{-3}$; Covrant, H., et al., Report to the Intern. Conf. on Elementary Particles at Sienna (1963) p15，得到分支比为$(1.3\pm0.4)\times10^{-3}$.

〔8〕 Sillis, W., et al., Bull. Am. Phys. Soc., 8(1963), 349.

〔9〕 Ely. R.P., et al., Proceedings of the Intern. Conf. on High-Energy Nuclear Physics, Geneva (1962) p445.

〔10〕 Robest, P., et al. Phys. Rev. 131 (1963), 868.

〔11〕 参看 Breme, N., Hellesen, B., Roos, M., Phys. Letters, 11 (1964), 344.

Лептонные распады Σ、Λ гиперонов и SU_3 симметрия

Ван Юн-фун

Резюме

В этой статье на основе теории Кабибба исследоваем лептонные распады Σ、Λ гиперонов дальше, за счет корректирования перенормированного эффекта к углу вращения и разници псевтовекторной константы связи между Σ、Λ гипероном и нуклоном.